一定の「判別不能」という状態におちいることが解析及びシミュレーションによって明らかになったことである。

3）最適化問題

巡回セールスマン問題に代表されるようなNP-complete問題の解を求めるための並列処理機構を考える。そこではスピングラスの基底状態を求めるためにKirkwoodが考案したsimulated annealingの方法が用いられる。並列処理とは言うまでもなく各部が同時に相互作用しながら処理が進行するというもので，物理学が対象とする相互作用する多体系のダイナミックスに含まれるものである。

上記研究のもう少したちいった解説は著者が記録した甘利教授の講義ノート[3]にまとめてあるのでそれを参照していただきたい。

参考文献

1) J. J. Hopfield, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **79** (1982) 2554–2558

2) S. Shinomoto, preprint.

3) 甘利俊一，「講義ノート：神経回路網の数理」物性研究 47 巻 6 号

スピングラスとCAM理論

東大・理　　鈴　木　増　雄

1. はじめに

1975年にS. F. EdwardsとP. W. Anderson[1]がスピングラスの理論を提唱して以来，非常に多くの論文が発表されているが，[2)-5)] 必ずしもスピングラスの本質が解明されたとは言い切れない。そうであるが故に，今回の研究会も開催された訳である。SKモデルの解，Parisiのレプリカ対称性破りの解の発見と長距離相互作用の系の研究は精力的に長い間行われてきたが，3次元の隣接相互作用の$\pm J$モデルのスピングラス相転移の存在が理論的に示されたのはごく最近である。[6)-9)] くり込み群に基づくφ^3スピングラスモデルでは，臨界次元$d_c = 4$であり，3次元では，スピングラスは存在しないことになっていた！

一方，実験的には，3次元でもスピングラスは存在し，多数の実験的な研究が報告されてい

る。[3)-5)] とりわけ，強い磁場依存性は，スピングラスの大きな特徴である。1977年に，筆者がスピングラスの非線型帯磁率に着目し，その負の発散と，非線型部分のスケーリング則を現象論的に予言した[2)]のも，スピングラスの強い磁場依存性という実験事実への興味が動機になっている。上に述べた3次元におけるスピングラス相転移の存在を示す研究では，転移点における非線型帯磁率の発散がシミュレーションや動的高温展開法に示されている。[6)-9)] これは実験的にも検証されている。[10),11),5)] このように3次元でもスピングラスが存在することは疑う余地のないものになってきたが，その相転移を簡単に記述する平均場理論でさえも，皆が納得するようなものが無いというのが現状である。

こういう状況で，改めて，平均場近似の思想に基づいて，スピングラスの本質と非線型帯磁率の発散[2)]とを研究してみることは大いに意味のあることであると思われる。スピングラスのようにフラストレーションが本質的に効いている現象を扱うには，ワイスの平均場近似のように単純な一体近似ではうまくゆかないことは明らかである。フラストレーションの効果が何らかの意味で入るようなクラスター平均場近似を用いることが必要である。しかも，シミュレーションや動的高温展開法によって得られた非線型帯磁率の発散を表わす臨界指数 γ_s は，1より大きく，むしろ2に近い値になっていることまで説明するには，今までのような単なるクラスター平均場近似の取り扱いでは無理であり，何か新しい強力な方法が必要であろう。それに答えるのが，これから述べる「コヒーレント異常法（CAM）」という一般的な方法である。残念ながら，スピングラスのCAM理論は，この研究会に間に合わなかったので，CAM理論の基本的なアイデアとそれをスピングラスにどう応用しようとしているかだけをここに述べたい。

コヒーレント異常法[11)-17)]（Coherent Anomaly Method）は，基本的には，クラスター平均場近似を組織的，統一的に（コヒーレントに）活用し，近似の度合を解析接続し，[11)] クラスター平均場近似で求められた物理量 Q の発散

$$Q(T) \simeq \frac{\overline{Q}(T_c)}{\varepsilon^{\varphi_0}} \; ; \; \varepsilon \equiv \frac{T-T_c}{T_c} \tag{1}$$

の係数 $\overline{Q}(T_c)$ にコヒーレントな異常が現れることに着目し，その平均場臨界係数 $\overline{Q}(T_c)$ が，近似の度合 $(T_c - T_c^*)$ がよくなるにつれて

$$\overline{Q}(T_c) \simeq Q_0 (T_c - T_c^*)^{-\psi} \tag{2}$$

のように巾乗で大きくなるとして，コヒーレント異常指数 ψ を，いくつかの近似 $T_c^{(1)}$，$T_c^{(2)}$，…，$T_c^{(n)}$ から推定することである。この ψ が求まると，今問題としている物理量 $Q(T)$ の真

の異常性を

$$Q(T) \sim (T-T_c^*)^{-\varphi} \tag{3}$$

とすると，臨界指数φは，

$$\varphi = \varphi_0 + \psi \tag{4}$$

という「コヒーレント異常関係式」によって求められることが，非線型微分方程式の包絡線の理論及び近似の度合に関するスケーリング理論を用いて示せる。[11] もっと詳しくは，文献11)－17)を参照して頂きたい。

スピングラスにこのCAM理論を応用するには，いろいろな方法があるが，一つは，実レプリカ法[2),9)]に従って，格子点ごとに異なる平均場を導入し，実レプリカを用いて，self-consistentにそれらを決定し，非線型帯磁率の発散点からT_{sg}を，その発散の仕方から，臨界指数γ_sを求めることである。同様にして，スピングラスの動的振舞い，特に緩和現象も，文献19をランダム系に拡張し，CAMを用いて研究することができる。

詳しくは，近く公表する予定である。

参考文献

1) S. F. Edwards and P. W. Anderson, J. Phys. F; Metal Phys. **5** (1975) 965.

2) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 1151.

3) 鈴木増雄，固体物理　Vol. 19, No. 7 (1984) 387　及びVol. 20, No. 1 (1985) 31.

4) 小口武彦，物理学最前線シリーズ8（共立，1984）.

5) K. Binder and A. P. Young, Rev. Mod. Phys. Vol. 58, No. 4 (1986) 801–976，及びその中の引用文献.

6) A. T. Ogielski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928; J. Appl. Phys. **57** (1985) 3382.

7) A. T. Ogielski, Phys. Rev. **32B** (1985) 7384.

8) J. D. Reger and A. Zippelius, preprint.

9) R. H. Swendsen and J-S Wang, preprint.

10) Y. Miyako et al., J. Phys. Soc. Jpn. **46** (1979), 1951.
L. P. Lévy and A. T. Ogielski, preprint.

11) M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 4205.

12) M. Suzuki, Phys. Lett. **116A** (1986) 375.

13) M. Suzuki: in *Quantum Field Theory*, ed. F. Mancini (North-Holland, Amsterdam, 1986).
14) M. Suzuki and M. Katori, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 1.
15) M. Suzuki, M. Katori and X. Hu, J. Phys. Soc. Jpn. (準備中)
16) M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. (準備中)
17) X. Hu, M. Katori and M. Suzuki, J. Phys. Soc. Jpn. (準備中)
18) R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **12** (1957) 570.
19) M. Suzuki and R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **24** (1968) 51.
20) H. Mamada and F. Takano, J. Phys. Soc. Jpn. **25** (1968) 675.

スピングラス秩序を表現する浸透理論

阪大・工　　笠井　康弘，興地　斐男

3次元競合型短距離相互作用イジングスピン系に関して，近年行なわれた大規模なシミュレーションは，平衡状態としてのスピングラス秩序の存在に肯定的な結果を与えた[1]。しかし，それがこれ迄知られている磁性秩序と何か本質的に異なる特徴をもつかどうかに関しては，明確な答えがない。我々はシミュレーションのデータに基づき，スピングラス秩序がドメイン的な構造をもつ特異な状態であると考えて良いことを示す。

このような研究に関する文献的な追求は割愛して，引用を我々の方法の基礎となったカステレィン－フォルティンの論文に止める[2]。彼等は，強磁性イジングモデルの分配関数をアニール・ボンド型浸透理論の母関数に正確に変換する方法を見出した。その重要な概念として占有ボンドは，スピン対が相互作用によってボンド毎に凍結された状態(我々は前の論文で，それを凍結正ボンド，フローズンライトボンド＝FRBと名づけた)[3]，即ち0°Kの状態を保存しているボンドである点に留意する。我々は前の論文においてランダム$\pm J$イジングスピン系(分配関数Z)に対してカステレィン－フォルティンの方法を拡張して，浸透理論の母関数Ξを導いた[3]。

$$\Xi = e^{BL} Z = \sum_{\{g\}} \xi^{l(g)} 2^{C(g)} \delta(g\,;\{\sigma_{ij}\}), \qquad (1)$$

ここで$\xi = e^{2L} - 1$，$L = J/kT$，Bは全ボンド数，gはFRBで作られた可能なボンド図形，$l(g)$はg中のFRBの数，$C(g)$はg中のクラスターの数，σ_{ij}はスピン対$\langle ij \rangle$間の$\pm J/|J|$，$\delta(g\,;\{\sigma_{ij}\})$はボンド図形$g$にフラストレート・プラケットがない時1，その他の時